



Digitale Bibliothek Braunschweig
Publikationsserver der TU Braunschweig

Autor: Fritz Büsching

Titel: Komplexe Reflexionskoeffizienten für Wasserwellen.
Zur Klassifizierung von Brandungseffekten an Küstenschutzbauwerken

Institut: Bielefeld: University of Applied Sciences
Vormals Braunschweig: Leichtweiß-Institut

Elektronisch veröffentlicht am: 07.01.2013

url: <http://www.digibib.tu-braunschweig.de/?docid=00047022>

Komplexe Reflexionskoeffizienten für Wasserwellen

Zur Klassifizierung von Brandungseffekten an Küstenschutzbauwerken

VON FRITZ BÜSCHING

Z u s a m m e n f a s s u n g

Auf der Grundlage von Modelluntersuchungen werden spezifische Phänomene bei brechenden Wellen an steilen Uferböschungen (mit Neigungen 1:m = 1:2 und 1:3) auf veränderliche Phasendifferenzen $\Delta\phi$ zwischen einfallenden und partiell reflektierten Wellen zurückgeführt.

In Analogie zu elektromagnetischen Wellen an der Grenzfläche zweier Medien wird der Brechvorgang von Wasserwellen als Kombination von Effekten der Reflexion, der Transmission und der Dissipation betrachtet.

Demzufolge wird der Reflexionskoeffizient als komplexe Größe Γ definiert mit dem Betrag $C_r = H_r/H_i$ und der Phase $\Delta\phi$.

Untersuchungsergebnisse werden nach Betrag und Phase für irreguläre Wellen in der Gaußebene und für monochromatische Wellen als Wertepaare jeweils in Abhängigkeit von Wellenfrequenz und Böschungsneigung dargestellt.

S u m m a r y

Based on model investigations, specific phenomena of waves breaking on rather steep slopes (1:2 and 1:3) are traced back partly to varying phase shifts $\Delta\phi$, occurring between incident and reflected waves.

As an analogue of electromagnetic waves at uniform planar interfaces, the process of wave breaking is looked upon as combined effects resulting from reflection, transmission and dissipation.

Accordingly a complex reflection coefficient Γ is defined comprising of the magnitude $C_r = H_r/H_i$ and the phase $\Delta\phi$.

Results are presented by magnitudes and phases for irregular waves in the Gaussian plane and for monochromatic waves with reference to some frequencies and slope angles.

K e y w o r d s

Phasensprung, Reflexionskoeffizient, partielle Clapotis, Wellenbrechen, Deckwerk, Hohldeckwerk, Hollow Cubes, Wellenspektrum.

I n h a l t

1. Einführung
2. Mathematische Vorbetrachtung
3. Experimentelle Ermittlung von komplexen Reflexionskoeffizienten
4. Betrag und Phase komplexer Reflexionskoeffizienten
5. Diskussion und Ausblick
6. Schriftenverzeichnis

1. E i n f ü h r u n g

Bei der Bemessung von Küstenschutzbauwerken sind die Beanspruchungen, die durch die Effekte brechender Wellen verursacht werden, von maßgebendem Einfluss.

Zu ihrer Beschreibung wurde schon frühzeitig die Bedeutung der Brecherkennzahl (nach Iribarren, 1949)

$$\xi = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{\frac{H}{L}}} \quad (1)$$

erkannt. Diese wird bekanntlich nicht nur zur *Klassifikation brechender Wellen* sondern auch bezüglich des *Reflexionsvermögens* - beschrieben durch das Verhältnis der reflektierten zur einfallenden Wellenhöhe (H_r/H_i) - als Parameter im Rahmen der Bauwerksbemessung verwendet. Darin sind $\tan \alpha = 1:m$ die Böschungsneigung, H die Wellenhöhe und L die Wellenlänge.

Andererseits hat der bereits von Schoemaker und Thijsse (1949) [1] vermutete Effekt der *Phasenverschiebung* zwischen der *einfallenden* und der *reflektierten* Welle nur relativ wenig Beachtung gefunden.

Sutherland und O'Donoghue (1998) [2] haben den diesbezüglichen Wissenstand aus etwa 20 Quellen analysiert und mit eigenen Untersuchungen ergänzt. Auf der Basis eines umfangreichen experimentellen Datensatzes, der normal und unter einem Winkel anlaufende regelmäßige und irreguläre Wellen umfasst, kommen sie zu dem Ergebnis, dass die von ihnen mit γ bezeichnete Phasenverschiebung auffälligerweise nur durch eine dimensionslose Zahl χ_3 bestimmt ist. Als sogenannter *Phasenparameter* ist dieser definiert durch die Neigung der Struktur $\tan \alpha = 1:m$, die Wassertiefe d_t am Fuß des Böschungsbauwerks, die Wellenperiode T und die Wellenanlaufhöhe θ

$$\chi_3 = \chi \sqrt{\cos \theta} = \frac{1}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{d_t \cos \theta}{gT^2}} \quad (2)$$

Beispielsweise lautet die von Sutherland und O'Donoghue (1998) für dreidimensionale irreguläre Wellen angegebene Funktion:

$$\gamma = -11,13 \cdot \pi \cdot \chi_3^{1,41}. \quad (3)$$

Demnach sollen also weder die *Wellenhöhe* noch *Energieumwandlungsprozesse* jeglicher Art Einfluss auf die Phasenverschiebung haben mit der Folge, dass letztere für die Beschreibung des Brandungsprozesses irrelevant sein müsste.

Als Ergebnis der eigenen Untersuchungen ist der Verfasser jedoch *bezüglich relativ steiler Böschungsbauwerke* zu einer differenzierteren Sichtweise des *Brandungsgeschehens an Uferböschungen* gelangt, bei der die bei Reflexion und Dissipation auftretende veränderliche Phasendifferenz $\Delta\phi$ zwischen der einfallenden und der reflektierten Welle eine wichtige Rolle spielt [3], [4].

Nach Ansicht des Verfassers sind für die Beschreibung des Brechvorganges der Wellen nicht nur die Phänomene der *Reflexion* und der *Dissipation* zu berücksichtigen, sondern auch das der *Transmission*, – analog der Kombination dieser Phänomene von *elektromagnetischen Wellen* an der Grenzfläche unterschiedlicher Medien:

Im Verlauf des *dissipativen* Brechvorganges an steilen Uferböschungen entsteht aus der sich mit der Phasengeschwindigkeit c_i fortbewegenden Ursprungswelle der Wellenhöhe H_i landseitig als Transmissionswelle ein Wellenauflaufimpuls mit der Höhe $H_t < H_i$, der Wellenlänge $L_t < L_i$ und der Fortschrittgeschwindigkeit $c_t < c_i$. Gleichzeitig formt sich seeseitig eine reflektierte Welle mit der Wellenhöhe $H_r < H_i$. Entscheidend ist dabei, dass die positive Wasserspiegelauslenkung der transmittierten *Übertragungswelle* aus Gründen der Impulserhaltung örtlich eine *negative* Wasserspiegelauslenkung der Reflexionswelle erfordert. Somit kommt es bei der Überlagerung der einfallenden und der reflektierten Welle an geeigneten Uferböschungen zu einer partiell stehenden Welle *mit einem Phasensprung* $\Delta\phi$, dessen Ausprägung für die Brecherkinematik *zumindest mitbestimmend* sein dürfte.

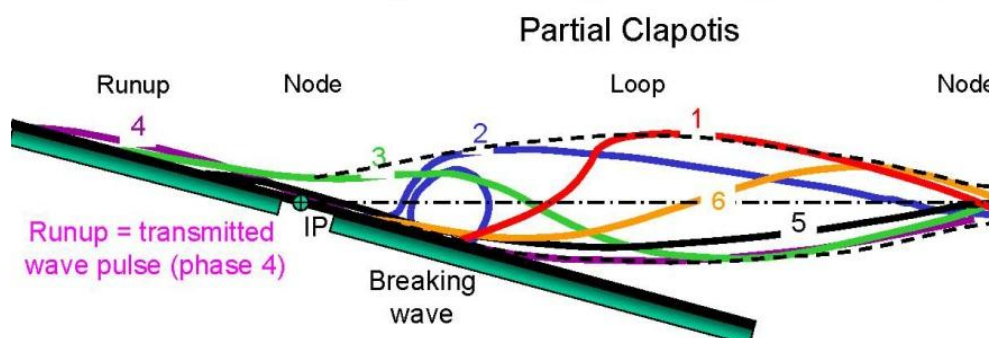


Abb.1: 6 Phasen eines Sturzbrechers bei einem Phasensprung bedingt durch partielle Reflexion und den transmittierten Auflaufimpuls: In Phase 3 und 4 finden beidseitig des unvollkommenen Clapotis-Knotens, der etwa mit IP zusammenfällt, entgegengesetzte Wasserspiegelauslenkungen statt.

(Durch Elimination der Phase 2 würden die Phasen eines Reflexionsbrechers (surging wave) erhalten.)

Speziell im Falle von *Sturzbrechern* und *partiellen Sturzbrechern* ist zu vermuten, dass die einem unvollkommenen Schwingungsknoten zuzuordnende Partikelbewegung in der Nähe des Schnittpunktes IP, den der Ruhewasserspiegel mit der Böschungsneigung bildet, an der Entstehung der Brecherwalzen beteiligt ist.

Auslösend für die Überlegungen des Verfassers waren Beobachtungen, die im Rahmen von Untersuchungen an *Hohldeckwerken* in den 1990er Jahren an der Fachhochschule Bielefeld durchgeführt worden sind, vergl. Abb. 2. Insbesondere war bei den Untersuchungen im Modellmaßstabe 1:5 deutlich geworden, dass die betreffenden strömungsverändernden Einwirkungen auf die Waschbewegung zugunsten eines *geringeren Wellenauflaufes* sich zugleich auch im Sinne *geringerer Brecherhöhen*, einer *veränderten Brecherform* und der *Lage der brechenden Wellen relativ zum Bauwerk* auswirken [5].

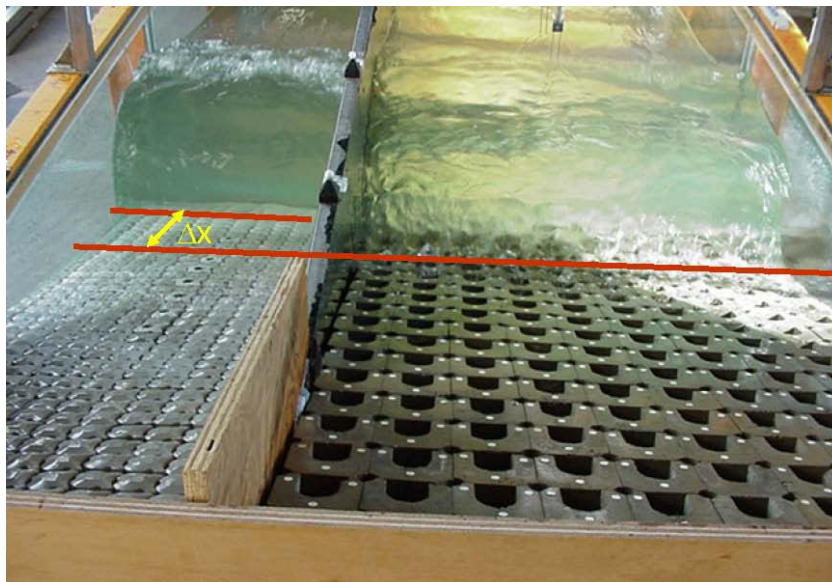


Abb. 2: Sturzbrecher an einer Vergleichsanordnung (hier quasi glatte Böschung) (links) und partieller Sturzbrecher (collapsing breaker) an einem Hohldeckwerk (rechts). Veränderliche Abstände Δx zwischen den Brecherfronten deuten auf modifizierte Phasenverschiebungen $\Delta\phi$ zwischen einfallender und reflektierter Welle hin.

Nachfolgend werden die in [3] und [4] mitgeteilten Ergebnisse bezüglich des Auftretens eines *Phasensprunges* teilweise *erweitert* bzw. *modifiziert* wiedergegeben. So wird anstelle der Definition des Reflexionskoeffizienten in [3] und [4] als Funktion $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\phi)$ ein solcher *hier* nunmehr als *komplexe* Größe $\Gamma = C_r e^{i\Delta\phi}$ hergeleitet.

Auf die Herstellung von Bezügen zu den Ergebnissen von Sutherland und O'Donoghue (1998) [2] wird bei den vorliegenden Untersuchungen vorerst verzichtet, weil davon abweichend *hier*

- als Bezugspunkt IP der Durchstoßpunkt der Böschungsneigung durch den Ruhewasserspiegel festgelegt ist mit der Folge, dass die hier ermittelte Phasendifferenz $\Delta\phi \neq \gamma$ ist,
- die Untersuchungen sich ausschließlich auf die zweidimensionale Retro-Reflexion an relativ steilen Böschungsneigungen beschränken,
- entgegen der betreffenden dortigen Einlassung den Wechselwirkungen zwischen Phasenverschiebung und Energiedissipation beim Wellenbrechen *essenzielle* Bedeutung zugewiesen wird und
- bei der Reflexion von einem Böschungsbauwerk davon ausgegangen wird, dass die reflektierte Welle infolge von *Absorptionsprozessen* nicht nur mit einer zur anlaufenden Welle (der Höhe H_i) unterschiedlichen Wellenhöhe $H_r < H_i$ sondern auch mit einem *modifizierten* Phasenunterschied $\Delta\phi$ in Erscheinung tritt.

2. Mathematische Vorbetrachtung

Für den allgemeinen Fall regulärer (monochromatischer) Wellen kann die mathematische Formulierung für die einfallende (anlaufende) Welle der Amplitude A wie folgt angegeben werden:

$$\begin{aligned} y(x, t) &= A \cos(\omega t - kx) = \operatorname{Re}[A \cos(\omega t - kx) + i A \sin(\omega t - kx)] \\ &= \operatorname{Re}[A e^{i(\omega t - kx)}] = A e^{i(\omega t - kx)} \end{aligned} \quad (4)$$

mit der Kreisfrequenz $\omega = \frac{2\pi}{T}$ und der Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{L}$.

Es handelt sich dabei demnach sowohl um die Darstellungsvariante als sog. Kosinus-Welle als auch um die *komplexe Vektordarstellung*, bei der nach der üblichen Regel der $\text{Re}[\]$ -Operator - wie auch hier im Folgenden - nicht geschrieben wird.

Daraus entsteht der Ausdruck für die *reflektierte* Welle einfach durch Multiplikation mit dem *Reflexionskoeffizienten* unter Berücksichtigung einer Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ und eines negativen Vorzeichens für die Wellenzahl k , weil die reflektierte Welle sich entgegengesetzt zur Richtung der einfallenden Welle bewegt.

Wird zudem vorausgesetzt, dass die Reflexion am Ort $x = 0$ stattfindet, der auf der rechten Seite liegen möge, sodass alle Wellenaktivität im negativen x -Bereich stattfindet, dann lautet der Ausdruck hierfür

$$\begin{aligned} y(x, t) &= C_r A \cos(\omega t + kx + \Delta\varphi) = C_r \cdot A e^{i(\omega t + kx + \Delta\varphi)} \\ &= (C_r e^{i\Delta\varphi}) \cdot A e^{i(\omega t + kx)} = \Gamma \cdot A e^{i(\omega t + kx)} \end{aligned} \quad (5)$$

Entsprechend Gleichung (5) ist hier Γ also als *komplexer Reflexionskoeffizient* definiert, d.h., als der Quotient aus der komplexen reflektierten Welle dividiert durch die komplexe einfallende Welle, also für $x=0$ zu

$$\Gamma = C_r e^{i\Delta\varphi} \quad (6)$$

mit dem Betrag $C_r = H_r/H_i$ = dem Quotienten aus den Höhen (bzw. Amplituden) der reflektierten und der einfallenden Welle und dem Phasenunterschied $\Delta\varphi$, der zwischen der einfallenden und der reflektierten Welle am Ort der Reflexion auftritt. Es sei vermerkt, dass im Unterschied zu dem in der Signalübertragungstechnik üblichen Gebrauch der polar komplexen Vektordarstellung hier $\Delta\varphi$ anstelle des bloßen Winkels φ verwendet wird.

Mit der Definition als *komplexe Größe* kann somit - etwa in Analogie zu der Zusammensetzung der Widerstände im Wechselstromkreis - zwischen

- dem Gesamt-Reflexionskoeffizienten (analog dem Scheinwiderstand bzw. der Impedanz),
- dem Realteil (analog dem Ohm'schen Wirkwiderstand) und
- dem Imaginärteil (analog dem Blindwiderstand)

unterschieden werden.

Das gesamte Wellenfeld kann dann als Summe der Gleichungen (4) und (5) angegeben werden in der Kosinus-Darstellung zu

$$y(x, t) = A \cos(\omega t - kx) + C_r A \cos(\omega t + kx + \Delta\varphi) \quad (7)$$

und in polar komplexer Vektordarstellung zu

$$y(x, t) = A e^{i(\omega t - kx)} + C_r A e^{i(\omega t + kx + \Delta\varphi)} = (e^{-ikx} + C_r e^{i\Delta\varphi} e^{ikx}) A e^{i\omega t} = (e^{-ikx} + \Gamma e^{ikx}) A e^{i\omega t} \quad (8)$$

Letztere Gleichung kommt vornehmlich auch bei der Konstruktion elektronischer Signalübertragungssysteme zur Anwendung, bei denen elektromagnetische Wellen zum Datentransport verwendet werden.

Insbesondere liefert ihre Auswertung die nachfolgenden **Spezialfälle**:

Positive Totalreflexion für $\Delta\varphi = 0^\circ$ und $C_r = 1$. Dann ist auch $\Gamma = 1$

$$y(x, t) = (e^{ikx} + e^{-ikx}) A e^{i\omega t} = 2 A \cos kx e^{i\omega t} \quad (9)$$

Dies ist die Gleichung einer *perfekt stehenden Welle ohne Phasensprung*.

Negative Totalreflexion für $\Delta\varphi = 180^\circ$ und $C_r = 1$. Dann ist $\Gamma = -1$

$$y(x, t) = (e^{-ikx} - e^{ikx}) A e^{i\omega t} = -2 i A \sin kx e^{i\omega t} \quad (10)$$

Auch dies ist die Gleichung einer perfekt stehenden Welle, jedoch mit einem Phasensprung von $180^\circ (\pi)$ zwischen einfallender und reflektierter Welle. Die Funktion dieser stehenden Welle erscheint also in der x-Achse um $L/4$ und in der Phase um 90° gegenüber dem Fall der positiven Totalreflexion versetzt.

Beide Fälle treten bekanntlich nicht nur bei der Signalübertragung auf elektrischen Leitungen sondern auch bei der Erzeugung stehender *Seilwellen* auf - je nach der gewählten Randbedingung für das Seilende mit einwertiger oder zweiwertiger Auflagerung.

Neben der Darstellung in der Gaußebene (vergl. Abb. 11 und Abb. 12, weiter unten.) können die Eigenschaften eines komplexen Reflexionskoeffizienten auch unter Verwendung von Parameterdarstellungen verdeutlicht werden. Zum Beispiel kann daraus in Abb. 3 der *Realteil* für vorgegebene Beträge $0,1 \leq C_r = H_r/H_i \leq 1,0$ und zugehörige Phasenwinkel $0^\circ \leq \Delta\varphi \leq 180^\circ$ an der Ordinate abgelesen werden. Reflexionskoeffizienten außerhalb dieses Bereichs können durch Spiegelung an der vertikalen Achse durch $\Delta\varphi=0^\circ$ bzw. durch $\Delta\varphi=180^\circ$ (und ggf. darüber hinaus bei ganzzahligen Vielfachen von $180^\circ (\pi)$) gefunden werden.

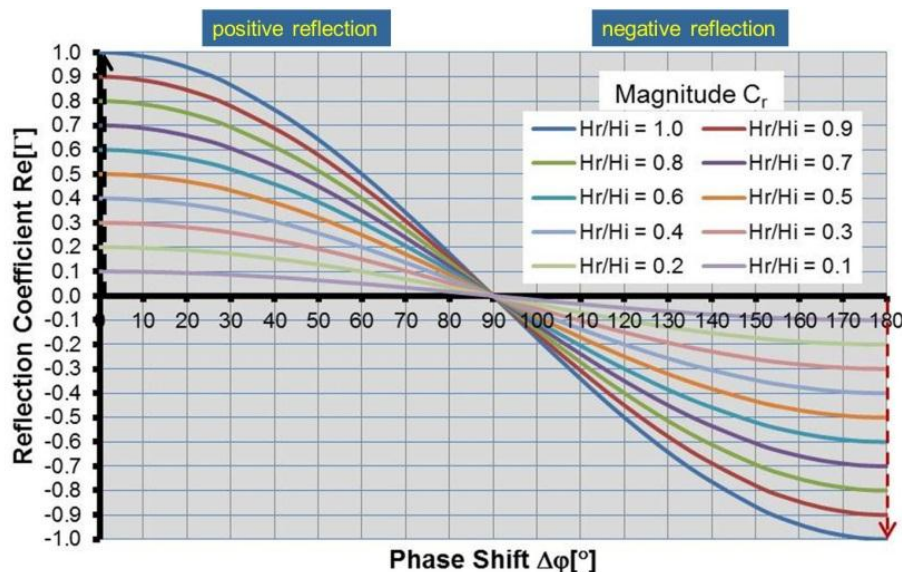


Abb.3: Realteil $\text{Re}[\Gamma]$ des Reflexionskoeffizienten für vorgegebene Beträge $0,1 \leq C_r = H_r/H_i \leq 1,0$ und zugehörige Phasenwinkel $0^\circ \leq \Delta\varphi \leq 180^\circ$.

Bedeutsam ist dabei die Tatsache, dass für Phasenabstände $90^\circ < \Delta\varphi < 270^\circ$, $450^\circ < \Delta\varphi < 630^\circ$, ... *negative* Reflexionskoeffizienten erhalten werden. Wird zunächst der *theoretische* Fall gleicher Kosinuswellenhöhen $H_i = H_r$ (Parameterkurve $H_r/H_i = 1$) betrachtet, so ist entsprechend Gleichung (9) der Realteil $\text{Re}[\Gamma] = 1,0$ für $\Delta\varphi = 0^\circ (\pm n \cdot 360^\circ)$ einer perfekt stehenden Welle mit einem Schwingungsbauch am Reflexionspunkt (etwa an einer vertikalen Wand) zugeordnet, während der Phasenabstand $\Delta\varphi = 180^\circ (\pm n \cdot 360^\circ)$ (entsprechend Gleichung (10)) den negativen Realteil $\text{Re}[\Gamma] = -1,0$ ergibt. Der letztere repräsentiert ebenfalls eine perfekt stehende Welle, nur mit dem Unterschied, dass am Ort der Reflexion nunmehr ein Schwingungsknoten existiert und damit der Fall der Reflexion mit Phasensprung $\Delta\varphi = 180^\circ$ vorliegt.

Beide *stehende Wellen* sind demnach um $\Delta\psi = 90^\circ (\pi/2)$ gegeneinander phasenversetzt, wie es die entsprechende obige Auswertung für das Wellenfeld gezeigt hatte. Für veränderliches $\Delta\varphi$ von 0° auf 180° vollzieht sich also der Übergang von der Reflexion ohne Phasensprung ($\Delta\varphi = 0^\circ$) zur Reflexion mit Phasensprung ($\Delta\varphi = 180^\circ$), bei dem ein Wellenberg als Wellental reflektiert wird und umgekehrt.

Phasenabstände $\Delta\varphi$ *zwischen* -90° und 0 und 0 und $+90^\circ$ einerseits und solche *zwischen* 90° und 180 und 180 und 270° andererseits repräsentieren jedoch *partiell* stehende Wellen, d.h. Wellen, die etwa als eine Mischung aus stehenden Wellen mit fortschreitenden Wellen aufgefasst werden können. Die fortschreitende Wellenkomponente des resultierenden Wellenfeldes bewirkt dabei, dass eine solche Welle *visuell* kaum von einer fortschreitenden Welle zu unterscheiden ist. *Bauwerksnahe* unvollkommene Knoten befinden sich im Abstand $0 < a_i < L_i/4$ von IP.

Überdies ergeben sich für $H_r/H_i < 1$ auch für die ausgezeichneten Phasenabstände $0^\circ (\pm n \cdot 360^\circ)$ und $180^\circ (\pm n \cdot 360^\circ)$ *partiell* stehende Wellen.

Infolge der in der Natur immer gegenwärtigen Reibungseffekte einerseits und ggf. möglicher Transmission andererseits stellt die mehr oder weniger unvollkommene Reflexion in der Realität den *Regelfall* dar, der sich somit phänomenologisch zwischen den oben angegebenen theoretischen Spezialfällen positiver und negativer Totalreflexion abspielt.

Nach der Theorie für die Fortpflanzung *elektrischer Signale auf Leitungen* kommt es auch auf letzteren zu (partiellen) Reflexionen, falls sich der *Abschlusswiderstand* Z_a vom *Wellenwiderstand der Leitung* Z_w unterscheidet. Dementsprechend ist auch hierfür der oben dargestellte mathematische Ansatz verwendbar, wobei üblicherweise für den komplexen Reflexionskoeffizienten, für dessen Betrag und Phase anstelle der Zeichen Γ , C_r und $\Delta\varphi$ häufig die Zeichen r , $|r|$, und φ verwendet werden.

Für *homogene* Leitungen und *sinusförmige* Signale können dann bei fehlender Dämpfung die nachfolgenden ausgezeichneten Fälle für den komplexen Reflexionskoeffizienten (auch Reflexionsfaktoren genannt) unterschieden werden:

Leerlauf (offenes Leitungsende mit Abschlusswiderstand $Z_a = \infty$):

$$r = \Gamma = +1, |r| = C_r = 1, \varphi = \Delta\varphi = 0^\circ,$$

Anpassung (reflexionsfreier Fall mit $Z_a = Z_w$):

$$r = \Gamma = 0, |r| = C_r = 0 \text{ und}$$

Kurzschluss (kurzgeschlossenes Leitungsende mit $Z_a = 0$):

$$r = \Gamma = -1, |r| = C_r = 1, \varphi = \Delta\varphi = 180^\circ$$

In dieser Zusammenstellung fällt auf, dass für den Fall der *Anpassung* üblicherweise kein *bestimmter* Phasenwinkel φ (bzw. $\Delta\varphi$) genannt wird. Dagegen stellt für die in [3] und [4] vorgenommene Definition des Reflexionskoeffizienten als $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$ gerade ein solcher Phasenwinkel mit $\Delta\varphi = 90^\circ$ für *fehlende Reflexion* ($C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi) = 0$) zusammen mit dem Vorzeichenwechsel dessen wesentliche Eigenschaft dar.

Dementsprechend bezeichnet die Definition $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$ einen Reflexionskoeffizienten *eigener Art*, während der *komplexe Reflexionskoeffizient* – im Gegensatz dazu und im weiteren Unterschied zu der bei Wasserwellen bisher üblichen Verwendung nur des Wellenhöhenverhältnisses H_r/H_i – als *vollständiger* Reflexionskoeffizient (Gesamtreflexionskoeffizient) $\Gamma = C_r e^{i\Delta\varphi}$ verstanden werden kann.

3. Experimentelle Ermittlung komplexer Reflexionskoeffizienten

Wie bei anderen Wellen bildete bekanntlich auch bei Wasserwellen die möglichst präzise Ausmessung des bauwerksnahen Wellenfeldes bis in die 1980er Jahre die Grundlage für die Ermittlung der Reflexionskoeffizienten. Dabei wurde von Healy (1953) in der nachfolgend angegebenen Beziehung für die Ermittlung (*des Betrages*) des Reflexionskoeffizienten die von der Reflexion anderer Wellenarten bekannte *Formelstruktur* auch für Wasserwellen verwendet:

$$C_r = \frac{H_{\max} - H_{\min}}{H_{\max} + H_{\min}} \quad \text{mit } H_{\max} = H_i + H_r \text{ und } H_{\min} = H_i - H_r \quad (11)$$

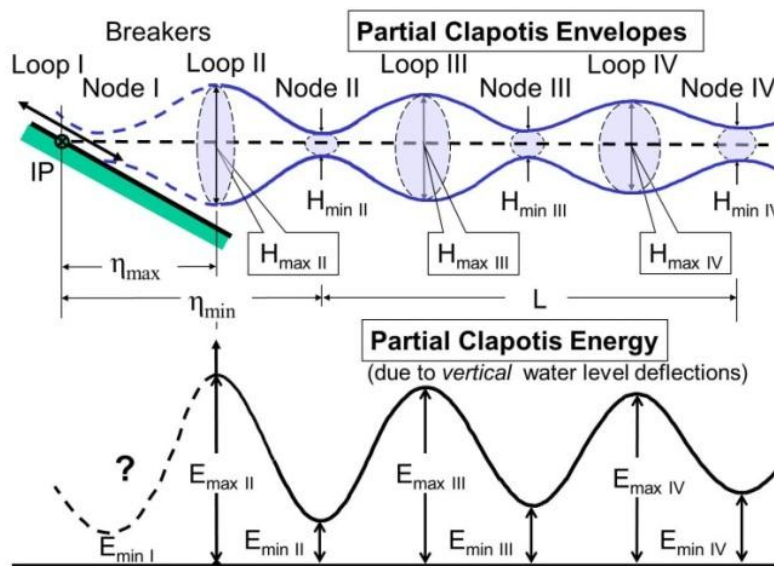


Abb. 4: Schematische Darstellung partiell stehender Wellen an einer Böschung; oben: Einhüllende der Wasserspiegelauslenkungen, unten: Energieverteilung (infolge vertikaler Wasserspiegelauslenkungen).

Hierbei beziehen sich die Werte H_{\max} und H_{\min} auf die vertikalen Abstände der Einhüllenden für die Wasserspiegelauslenkungen der partiell stehenden Wellen, wie diese etwa im oberen Teil der Abb. 4 als Ergebnis von Messungen schematisch dargestellt sind.

Nachdem die Erzeugung (und messtechnische Erfassung) *unregelmäßiger* Wellen in hydraulischen Laboratorien zum Standard der angewandten Untersuchungsverfahren geworden war, wurde diese recht aufwändige Methode jedoch weitgehend durch die 3-Pegel-Methode nach Mansard und Funke (1980) [13] ersetzt.

Die Verwendung der letzteren ist aber wohl gerade als Ursache dafür anzusehen, dass Untersuchungen mit einer *größeren* Anzahl *synchroner* Pegelaufzeichnungen, welche die Aufmerksamkeit auf die Bedeutung des ebenfalls bei der Reflexion auftretenden Phasenunterschiedes $\Delta\phi$ hätten richten können, in der Folgezeit unterblieben sind.

Außer den zur Ermittlung des Betrages des Reflexionskoeffizienten erforderlichen Messwerten für die maximalen und minimalen Wasserspiegelauslenkungen (H_{max} , H_{min} , nach Gleichung (11)) ist für die Bestimmung der *Phase des Reflexionskoeffizienten* neben der *Wellenlänge* L noch die Kenntnis zumindest der *Entfernung* des effektiven Reflexionspunktes von einem (imperfekten) Schwingungsbauch (loop) η_{max} bzw. die Entfernung η_{min} von einem Schwingungsknoten (node) erforderlich, vgl. Abb. 4.

Die Phase des Reflexionskoeffizienten wird dann aus der folgenden Betrachtung erhalten:

Für jeden Ort im Abstand η vom Reflexionspunkt beträgt der Phasenabstand, der von der einfallenden Welle bis zum Ort der Reflexion zurückzulegen ist, $k\eta = 2\pi(\eta/L)$. Dort tritt bei der Reflexion örtlich die gesuchte Phasenverschiebung $\Delta\phi$ auf und daran anschließend für die reflektierte Welle zurück bis zum Ausgangsort wiederum der Phasenabstand $k\eta$. Demnach beträgt der Phasenunterschied zwischen einfallender und reflektierter Welle an diesem Ort $2k\eta + \Delta\phi$.

Damit es sich bei dem betrachteten Ort um einen *Schwingungsbauch* der partiellen Clapotis handelt, muss diese Phasendifferenz einem ganzzahligen Vielfachen von 2π gleichen. Somit ergibt sich die Formel

$$2k\eta_{max} + \Delta\phi = n \cdot 2\pi \quad (12)$$

und mit $n = 1$ für den ersten Schwingungsbauch

$$\Delta\phi = 2\pi - 2k\eta_{max} \quad \text{bzw.}$$

$$\Delta\phi[^\circ] = 360 \left(1 - \frac{2\eta_{max}}{L} \right) \quad (13a)$$

Für den Fall, dass es sich bei dem einzumessenden Ort um einen (*unvollkommenen*) *Knoten* handeln soll, muss die betreffende Phasendifferenz einem ungeraden Vielfachen von 180° (π) entsprechen, damit sich einfallende und reflektierte Welle tendenziell auslöschen können. Die analoge Formel lautet dann bezogen auf den bauwerknahesten (ersten) partiellen Knoten:

$$\Delta\phi[^\circ] = 180 \left(1 - \frac{4\eta_{min}}{L} \right) \quad (13b)$$

Für die Analyse *irregulärer* Wellen (und ihrer Fourier-Komponenten) hat der Autor sich jedoch nicht *direkt* auf das Wellenfeld der Wasserspiegelauslenkungen (Einhüllende der Wasserspiegelauslenkungen) sondern prinzipiell auf deren *Quadratwerte* bezogen. Wie in [3] und [4] im Einzelnen ausgeführt, werden solche bei der *Integration* der (in Teilbereiche zerlegten) Energiedichte-Spektren erhalten, wenn sie an jeder Pegelposition die überlagerten vertikalen Wasserspiegelauslenkungen der vom Wellenerzeuger kommenden, der von der Böschung reflektierten und ggf. der vom Wellenerzeuger wiederum re-reflektierten Wellen (composite energy spectra) repräsentieren.

Abb. 5 zeigt solche Energiewerte für die in Abb. 2 dargestellte Konfiguration geeigneter Deckwerke – aufgetragen über der Pegelentfernung von der Böschung. Hierfür ist als Bezugspunkt im unteren Teil der Abbildung der Durchstoßpunkt des Ruhewasserspiegels durch die Böschungsoberfläche mit IP bezeichnet. Für den insgesamt analysierten Frequenzbereich $0,0326\text{Hz} \leq f \leq 1,3997\text{Hz}$ fällt insbesondere im oberen Teil der Abb. 5 die Periodizität in den für die glatte Böschung aufgetragenen Integralwerten der (potentiellen) Energie (rote Kurve) auf, obwohl darin noch die Rauschanteile für Frequenzen oberhalb etwa 0,8 Hz enthalten sind. So wird hiermit offenbar die Dominanz einer (resultierenden) partiell stehenden Welle dokumentiert, zumal die potentielle Energie einer solchen – im Gegensatz zu derjenigen einer fortschreitenden Welle – am Ort verbleibt. Ihre Länge kann hier etwa als Distanz zwischen dem zweiten und dem vierten Energieminimum zu ca. $L_c = 3,65\text{m}$ abgegriffen werden, während ein erstes Minimum etwa bei IP vermutet werden kann.

Die *generellen* Eigenschaften von partiell stehenden Wellen, wie sie sich als Ergebnis umfangreicher Messungen im Wellenkanal der FH Bielefeld dargestellt haben, können *etwa*, wie in Abb. 4 gezeigt, aus der gemessenen Energieverteilung über der Wellenlänge abgeleitet werden:

Im unteren Teil dieser Abbildung ist zu sehen, dass das absolute Energiemaximum (E_{maxII}) der Böschung am nächsten liegt und die seewärtigen Maxima E_{maxIII} , E_{maxIV} ... im Betrage mit zunehmender Entfernung abnehmen. Umgekehrt wachsen die Beträge der Energieminima E_{minII} , E_{minIII} , E_{minIV} ... mit der Distanz von der Böschung. Ein

solches Verhalten wurde sowohl bei Untersuchungen mit und ohne Kompensation der Re-Reflexion von der Wellenklappe gefunden.

Offensichtlich korrespondieren solche Erscheinungen recht gut mit der Einhüllenden einer partiell stehenden Welle, deren Auslenkungen mit der Entfernung von IP abnehmen, vergl. oberen Teil der Abb. 4.

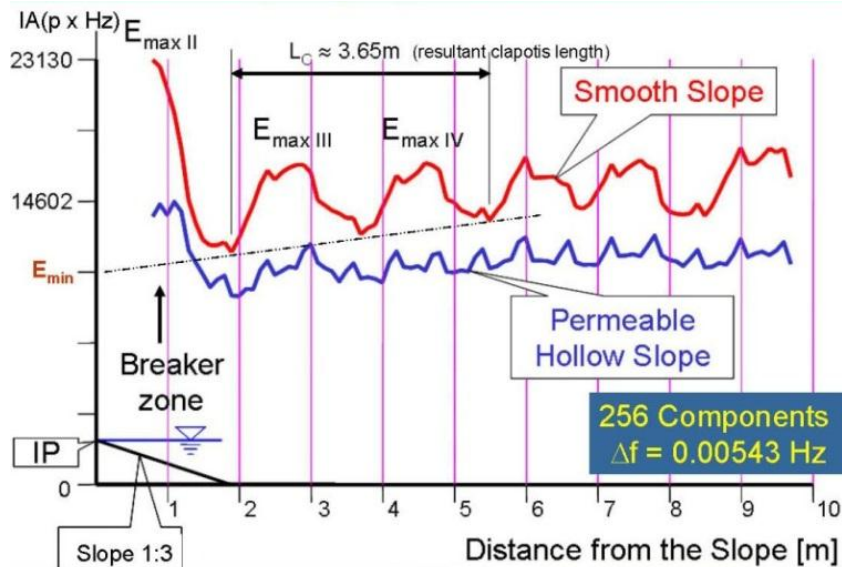


Abb. 5: Integralwerte der spektralen Energie im *Gesamtfrequenzband* $0,03 \leq f \leq 1,4$ Hz dokumentieren die Existenz einer partiell Clapotis (rot) vor einer glatten Böschung mit der Neigung 1:m = 1:3. Die entsprechende Kurve (blau) für ein Hohldeckwerk gleicher Neigung belegt demgegenüber ein geringeres mittleres Energieniveau und weist für E_{maxII} eine deutliche seewärtige Verschiebung auf.

Im Unterschied zu der potentiellen Energie einer perfekt stehenden Welle (Clapotis) an einer vertikalen Wand, bei der den Schwingungsknoten der Wert Null und den Schwingungsbäuchen jeweils der maximale Energiebetrag zugeordnet ist, treten also bei der partiell reflektierten Welle an einer geneigten Ebene markante Abweichungen von den genannten Extremwerten der periodischen Funktion auf.

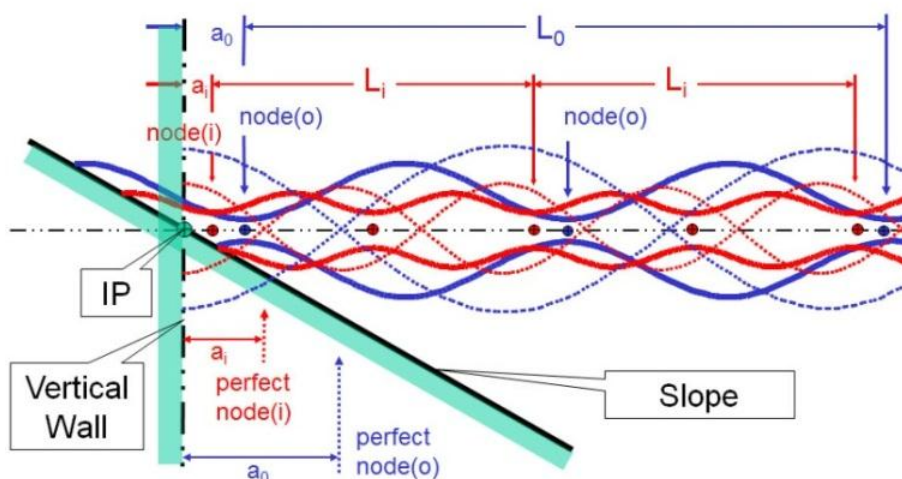


Abb.6: Vergleich eines Paares stehender Wellen mit Längen L_0 (blau) und L_i (rot) an einer vertikalen Wand (gepunktete Linien) mit einem Paar partiell stehender Wellen gleicher Längen (durchgezogene Linien) an einer Böschung 1:m.

Hinsichtlich Betrag und Phase des komplexen Reflexionskoeffizienten seien diese schematisch in Abb. 6 für ein Paar stehende Wellen unterschiedlicher Wellenlänge dargestellt, wenn die vertikale Wand durch eine geneigte Ebene ersetzt wird, – d. h., die vertikale Wand einen Spezialfall der geneigten Ebene bildet.

Wenn die vertikale Begrenzung fehlt, dürften sich die perfekten Knoten in näherungsweise elliptische Bahnlinien (spiralartige unvollkommene Knoten) verändern, deren Mittelpunkte deutlich näher als $L/4$, $3L/4$, $5L/4 \dots$ nach IP verschoben sind.

Während sich die bauwerksnahsten perfekten Knoten zweier unterschiedlich langer Clapotiswellen (L_0 , L_i) im Abstand $a_0 = L_0/4$ bzw. $a_i = L_i/4$ von der vertikalen Wand befinden, liegen die betreffenden unvollkommenen Knoten dem Bezugspunkt IP auf der geneigten Ebene wesentlich näher. Wie indessen durch Gleichung (13b) bzw. unten durch Gleichung (15) ausgedrückt, ist eine solche Verringerung gleichbedeutend mit einer linearen Vergrößerung der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ des komplexen Reflexionskoeffizienten.

Zugleich findet eine Verringerung der Beträge $C_r = H_r/H_i$ des komplexen Reflexionskoeffizienten mit abnehmender Wellenlänge statt.

Darüber hinaus dürften bei irregulären Wellen die mit der Distanz von IP hervortretenden Änderungen in Abb. 4 und Abb. 5 auf die *unterschiedlichen Dispersionseigenschaften* der sich überlagernden einfallenden und reflektierten Wellen zurückzuführen sein, – insbesondere im Falle nicht zu vernachlässigender Re-Reflexion etwa bei Randbedingungen einer Beckenkonfiguration.

Für die Bestimmung der Beträge *frequenzgebundener* Reflexionskoeffizienten $C_{r,i}(f)$ hatte der Autor bereits in [5] und [6] abgegrenzte Teilgebiete des Spektrums „Partialwellen“ (partiell stehenden Teilwellen) zugeordnet, für die prinzipiell ebenfalls die Ausführungen zu Abb. 4 gelten.

Dazu war die Struktur der Formel von Healy (1953) (Formel (11)) übernommen worden, jedoch anstelle der darin enthaltenen Summen und Differenzen von Wellenhöhen die Quadratwurzeln aus den Extremwerten der Energie wie folgt verwendet worden.

$$C_{r,i} = \frac{\sqrt{E_{\max,i}} - \sqrt{E_{\min,i}}}{\sqrt{E_{\max,i}} + \sqrt{E_{\min,i}}} \quad (14)$$

mit:

$E_{\max,i}$ = Betrag des Energiemaximums der zur Partialwelle beitragenden Frequenzkomponenten am Schwingungsbauch i ,

$E_{\min,i}$ = Betrag des Energieminimums der zur Partialwelle beitragenden Frequenzkomponenten am Schwingungsknoten i ,

i = Ordnungszahl des Schwingungsbauches bzw. Schwingungsknotens gemäß Abb. 4.

Nachfolgend sind die maximalen (bauwerksnahsten) frequenzabhängigen *Beträge* des Reflexionskoeffizienten $C_{r,II}(f)$ (bezogen auf $E_{\max,II}$ und $E_{\min,II}$) in Abb. 7 für ein *Glattdeckwerk* denjenigen eines *Hohldeckwerkes* (Abb. 2) für eine Böschungsneigung 1:m = 1:3 und in Abb. 8 für ein *Glattdeckwerk* denjenigen eines *Hohlformkörper-Böschungsbauwerkes* (Abb. 9) mit einer Neigung 1:m = 1:2 gegenübergestellt.

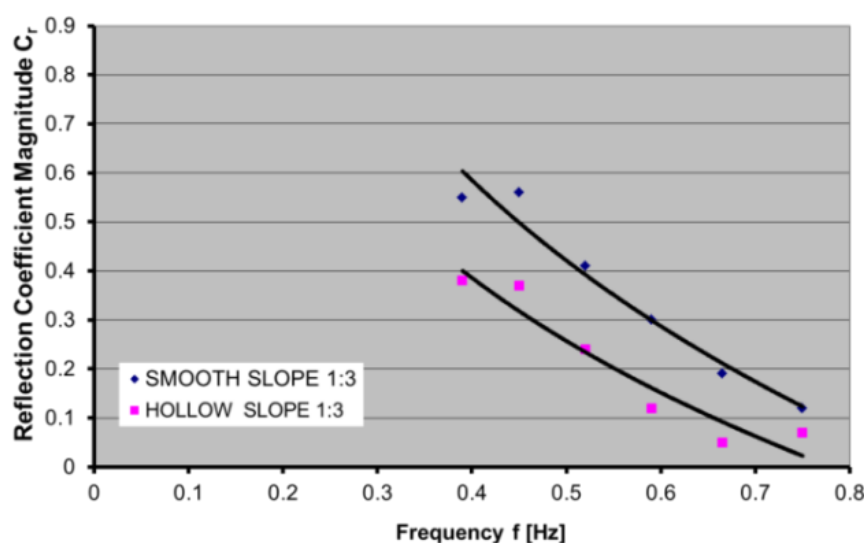


Abb. 7: Bauwerknahste spektrale Beträge des Reflexionskoeffizienten $C_{r,II}(f)$ von Partialwellen an Böschungen 1:m = 1:3, aufgetragen über den Mittenfrequenzen der zugehörigen Teilfrequenzbereiche.

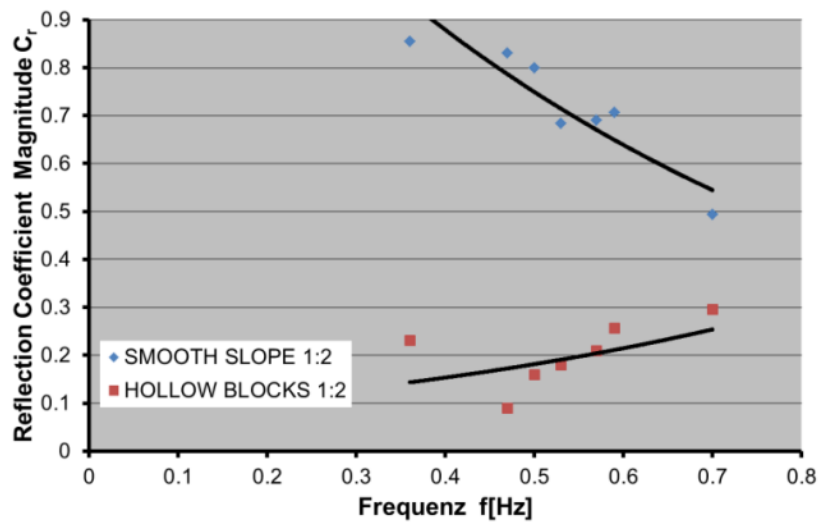


Abb. 8: Bauwerknahe spektrale Beträge des Reflexionskoeffizienten $C_r, II(f)$ von Partialwellen an Böschungen 1:m = 1:2, aufgetragen über den Mittenfrequenzen der zugehörigen Teilfrequenzbereiche.

Tab. 1: Beträge C_r des komplexen Reflexionskoeffizienten Γ an den in Spalte 1 genannten Deckwerksarten mit Neigungen 1:3 bzw. 1:2.

1	2	3	4	5	6	7	8
Art	Neigung	Frequenz [Hz]	min C_r	C_{rm}	max C_r	C_r -Trend	Brecherart
Glattdeckwerk	1:3	$0,38 \leq f \leq 0,76$	0.12	0.33	0.56	fallend	Sturzbrecher
Hohldeckwerk	1:3	$0,38 \leq f \leq 0,76$	0.05	0.20	0.39	fallend	part. Sturzbrecher
Glattdeckwerk	1:2	$0,36 \leq f \leq 0,70$	0.50	0.72	0.85	fallend	Sturzbrecher
Hohlformkörper	1:2	$0,36 \leq f \leq 0,70$	0.10	0.20	0.30	indifferent	undefinierbar

Erwartungsgemäß wird durch die tabellarische Ergebnis-Zusammenstellung die höhere Reflexion des steileren *Glattdeckwerkes* bestätigt zusammen mit dem generell mit der Frequenz fallenden Trend der Reflexionskoeffizienten sowohl bei den Glattdeckwerken als auch beim *Hohldeckwerk*. Auffällig sind jedoch die sehr geringen Reflexionskoeffizienten der *Hohlformkörperkonfiguration* zusammen mit dem eher indifferenten Frequenzverhalten.

Während in [3] die Untersuchungen bezüglich der Böschungsneigung 1:3 *schwerpunktmäßig* behandelt worden waren, sollen hier hinsichtlich der Bedeutung der *Phase des Reflexionskoeffizienten* beispielhaft die Untersuchungen bezüglich der Böschungsneigung 1:2 *näher* betrachtet werden, bei denen die Unterschiede der zu vergleichenden Böschungsstrukturen besonders deutlich geworden waren. Hierfür waren die zugehörigen Messungen von Lemke und Nicolai [7] ausgeführt und darüber vom Verfasser in [8] berichtet worden.

Dabei handelt es sich bei der durchströmbaren Struktur um großvolumige Hohlformkörper (HFK) in gestufter Anordnung, vergl. Abb. 9.

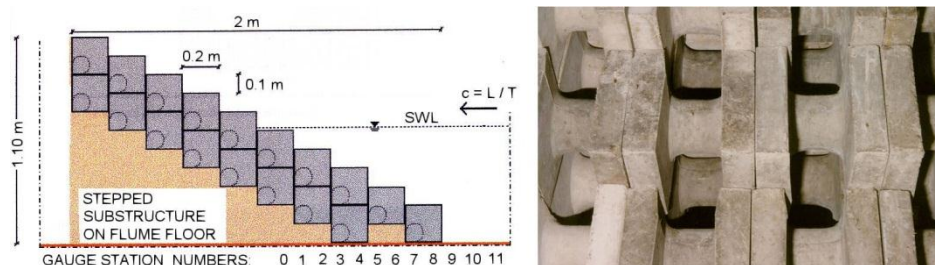


Abb. 9: Querschnitt und Teilansicht eines Böschungsbauwerkes der Neigung 1:m = 1:2 aus 2 Lagen großformatiger Hohlformkörper (HFK) in gestufter Anordnung.

Wie bei den Vergleichsuntersuchungen für die Böschungsneigung 1:m= 1:3 war auch hier der Schnittpunkt IP, den der Ruhewasserspiegel mit der ebenen Böschungsoberfläche bildet, als Bezugspunkt festgelegt. Dementsprechend waren Pegelmessungen in diesem Fall bezüglich der glatten Struktur ab einer Distanz von 10cm und bei der Hohlkörperstruktur direkt ab IP möglich, wobei die Messungen mit einem Pegelabstand von 10cm nur bis 3,1m von IP quasi synchron durchgeführt wurden. Für diese Distanz konnte der Effekt der Re-Reflexion von der Wellenklappe ausgeschlossen werden.

In Abb. 10 sind die berechneten Einzelwerte der Energie für definierte Teilfrequenzbereiche in der Form gestapelter Flächen, aufgetragen und zwar sowohl im unteren Bildteil für die Hohlformkörperböschung als auch im oberen Bildteil für die ebene Vergleichsböschung.

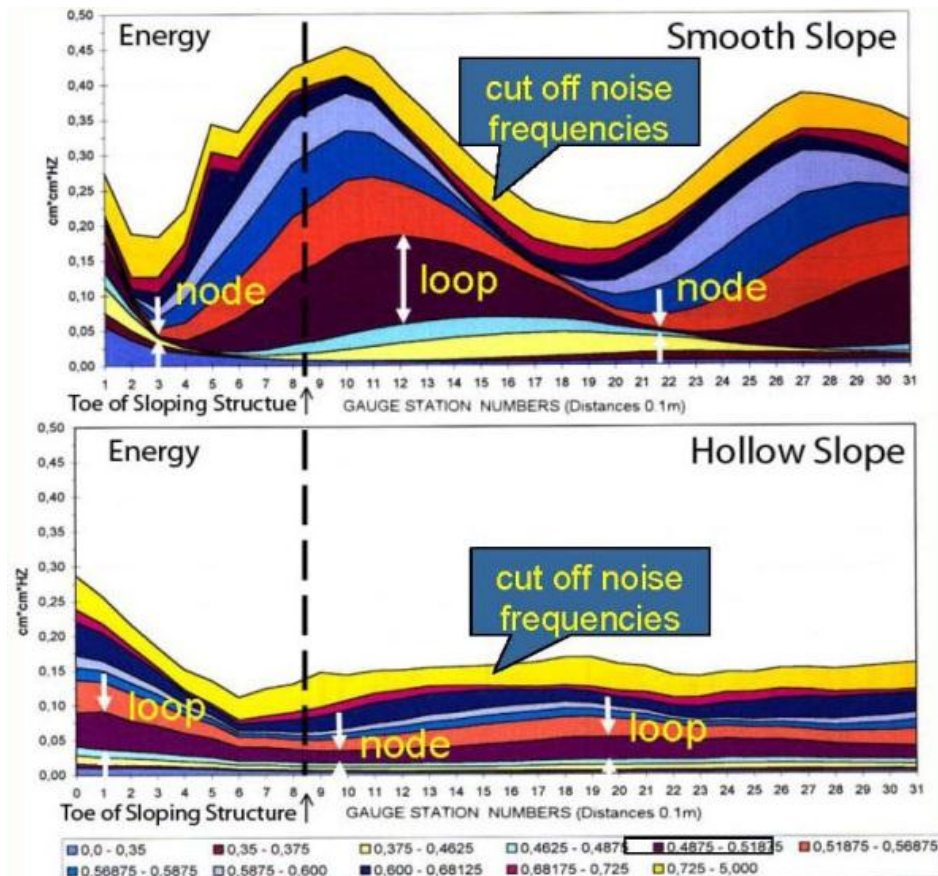


Abb 10: Energiegehalt von 11 Frequenzbändern über der Entfernung von IP.

Oben: Beleg für partiell stehende Wellenkomponenten (Partialwellen) mit ausgeprägten Energiemaxima (loops) und Energieminima (nodes). Unten: Beleg für Partialwellen mit wesentlich geringerem Energiegehalt.

Deutliche Phasendifferenzen zwischen den Partialwellen gleicher Frequenzbereiche.

Wird das Signalrauschen – hier oberhalb 0,725 Hz – außer Betracht gelassen (obere gelb-orange farbige Flächen), können bei der glatten Böschung alle Partialwellen sehr deutlich durch die Aufeinanderfolge von Bäuchen und Knoten (loops und nodes) identifiziert werden. Besonders deutlich tritt der in [6] noch als „selektive Reflexion“ (SR) bezeichnete Effekt hervor, wonach die langwelligeren Partialwellen an einer geneigten Ebene *eher* (d.h., über größerer Wassertiefe) reflektiert werden als die kurzwelligeren mit der Folge, dass alle Partialwellen in der gezeigten Weise gegeneinander verschoben sind.

Tatsächlich sind, wie für die glatte Böschung der Neigung 1:3 in [3] nachgewiesen, auch bei der glatten Böschung der Neigung 1:2 die Knoten der Partialwellen umso näher IP lokalisiert, je höher ihre mittlere Frequenz ist. Während aber in [3] die bloße Existenz eines *Phasensprungs in der Größenordnung von $\Delta\varphi \approx 180^\circ$* für beide glatten Böschungen besonders herausgestellt worden war, wird unten im Sinne einer *gründlicheren Analyse* der Phase des Reflexionskoeffizienten nunmehr die Lage der Partialwellen relativ zu IP näher untersucht.

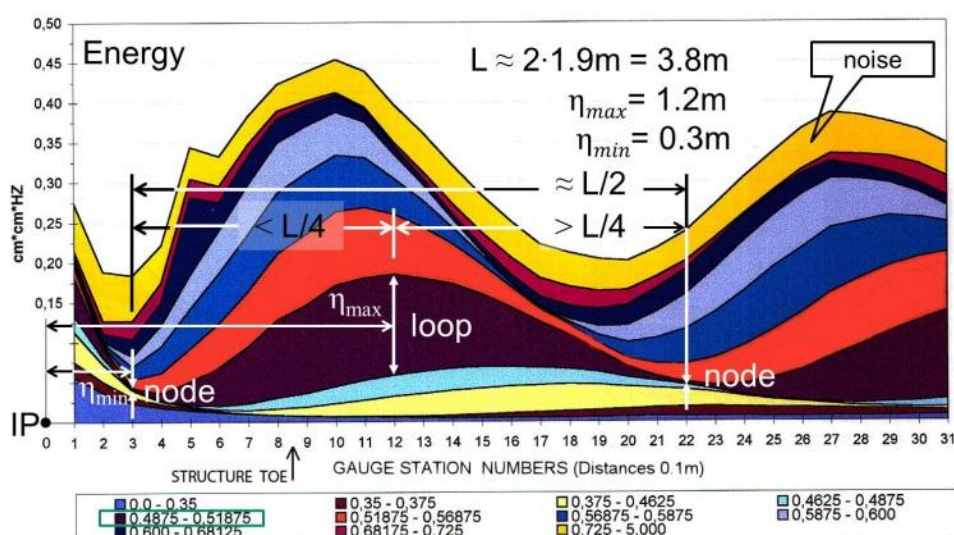
Dies ist offenbar *unerlässlich*, da trotz der deutlich geringeren Ausprägung der loops und nodes der Partialwellen an der *durchströmbaren Böschung* nicht nur die immense Energieabnahme infolge der Verwendung der

Hohlformkörper unübersehbar ist, sondern auch die Tatsache, dass zwischen den betreffenden Partialwellen vor beiden Böschungsstrukturen ein deutlicher *Phasenunterschied* $\Delta\psi$ besteht.

Im Gegensatz zur glatten Böschung ist hier also die Ausbildung eines Schwingungsbauches über der Hohlkörperkonfiguration (an den Positionen 5 bis 0) eindeutig durch die (generelle) Zunahme der Energie mit Annäherung an IP belegt. Dabei kann im Vergleich zur glatten Böschung als weitere Information aus der Grafik eine „Energieverlagerung“ von den niedrigeren Frequenzen $0 < f < 0,46875\text{Hz}$ zu den höheren Frequenzen $0,4875\text{Hz} < f < 0,725\text{Hz}$ entnommen werden.

Somit war zu vermuten, dass sich die effektive Energieumwandlung an der Hohlformkörperstruktur nicht nur in den sehr *geringen Beträgen* der Reflexionskoeffizienten äußert sondern auch durch die *markante Phasenverschiebung* der betreffenden Partialwellen. Im Unterschied dazu beträgt für den in [3] näher beschriebenen Fall der Böschungen 1:m = 1:3 beispielsweise ein vergleichbarer Wert der Phasendifferenz für Partialwellen des ähnlichen Frequenzbereiches $0,49\text{Hz} \leq f \leq 0,54\text{Hz}$ nur etwa $\Delta\psi = 18^\circ < 66^\circ$. Obwohl auch für das betreffende Hohldeckwerk die Absenkung der Reflexionskoeffizienten gegenüber dem Glatteckwerk beträchtlich ist (vergl. Abb. 7), dürfte aber durch den sich dabei einstellenden partiellen Sturzbrecher (collapsing breaker) ein markant anderes Brandungsverhalten vorliegen.

Beispielhaft werden nachfolgend zunächst Betrag und Phase *komplexer* Reflexionskoeffizienten unter Verwendung der in diesem Beitrag enthaltenen Daten für *irreguläre Wellen* in den Tabellen 2 und 3 angegeben und graphisch in den Zeigerdiagrammen der Abb. 12 bzw. Abb. 13 dargestellt. Dabei wurden für die Berechnung der Phasenwerte $\Delta\varphi$ nach Gleichung (13a) die Wellenlängen und die IP-nahsten Schwingungsbauchabstände η_{max} bezüglich der Neigung 1:2 aus der Abb. 10 abgegriffen, während entsprechende Angaben für die Neigung 1:3 den Daten der Abb. 5 entstammen. Die zugehörigen Mittelwerte für die Beträge C_r sind Abb. 7 bzw. Abb. 8 entnommen. Ergänzend sind jeweils die theoretischen Fälle der positiven und negativen Totalreflexion hinzugefügt.



Infolge der *horizontalen Wellenasymmetrie* der fast brechenden Wellen (gekennzeichnet durch $\eta_{\max} - \eta_{\min} < L/4$) liefern die Formeln (13a) und (13b) unterschiedliche Ergebnisse $\Delta\varphi = 132,6^\circ > 123,2^\circ$.

Hinsichtlich der Genauigkeit der aus Darstellungen wie den Abb. 5 und 10 abgegriffenen Werte sei bemerkt: Nicht nur der verwendete Messpunkt Abstand von 10cm ist von Bedeutung, sondern vielmehr die Tatsache, dass fast brechende Wellen bei ihrer Annäherung an nicht vertikale Reflexionsflächen der zunehmenden *Verformung* unterliegen. Letztere macht sich naturgemäß auch bei der generellen *Ausbildung der partiell stehenden Wellen* bemerkbar.

Wie beispielhaft für die Partialwelle des Frequenzbereiches $0,4875\text{Hz} \leq f \leq 0,51875\text{Hz}$ (lila) am Glattdackwerk der Neigung 1:2 in Abb. 11 belegt, drückt sich die *horizontale Wellenasymmetrie* (vergl. hierzu z.B. [14]) nicht nur durch die oben beschriebene *Verschiebung* der definierten Partialwellen aus, sondern auch durch küstenwärts zunehmende *Stauchung*, d.h., abnehmende Loop-Node-Abstände.

Dementsprechend liefern die Formeln (13a) und (13b) selbst für die angegebenen benachbarten Loops und Nodes der Beispiel-Partialwelle die unterschiedlichen Ergebnisse $\Delta\phi = 132,6^\circ > 123,2^\circ$.

Die Überlagerung der Energiegehalte aller Partialwellen führt dann für den erfassten Messbereich (3,1m) zufolge der aufgetretenen *Verschiebungen* und *Stauchungen* einerseits zu dem *asymmetrische* Energiemaximum, das die bauwerksnahen maximalen Wasserspiegelauslenkungen des Schwingungsbauches repräsentiert, – andererseits aber auch zu dem seewärts nebenliegenden *kleineren* Energiemaximum.

Die unterschiedliche Ausprägung benachbarter Schwingungsbauche könnte ein Anzeichen für die Existenz eines *surf beats* sein (Schwebung infolge leicht unterschiedlicher Frequenzen von einfallenden und reflektierten Wellen). Demnach erfolgte die Reflexion in Natur und Modell an nicht vertikalen Reflexionsflächen nicht nur mit kleinerer Wellenhöhe $H_r < H_i$ und dem Phasenversatz $\Delta\phi$, sondern auch mit leicht veränderter Frequenz.

Sicherheit kann hier jedoch nur im Rahmen von Folgeuntersuchungen erlangt werden, wenn solche unter Verwendung eines längeren Wellenkanal durchgeführt werden.

Tab. 2: Berechnung der Phase $\Delta\phi$, des Realteiles $\text{Re}[\Gamma]$ und des Imaginärteiles $\text{Im}[\Gamma]$ der Reflexionskoeffizienten für jeweils 5 Partialwellen des spektralen Kernbereiches für ein Glattdackwerk bzw. für Hohlformkörper an Böschungen der Neigung 1 : 2, vergl. Abb. 12.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Art	Neigung	Frequenz	Wellenlänge	η_{max}	C_r	$\Delta\phi$	$\text{Re}[\Gamma]$	$\text{Im}[\Gamma]$
		[Hz]	[m]	[m]		[°]		
pos. Totalreflexion	∞				1.00	0.0	1.00	0.00
neg. Totalreflexion	1:n				1.00	180.0	-1.00	0.00
Glattdackwerk	1:2	0.475	4.40	1.40	0.83	130.9	-0.54	0.63
Glattdackwerk	1:2	0.503	3.80	1.20	0.80	132.6	-0.54	0.59
Glattdackwerk	1:2	0.544	3.40	1.00	0.68	148.2	-0.58	0.36
Glattdackwerk	1:2	0.578	3.00	0.90	0.69	144.0	-0.56	0.41
Glattdackwerk	1:2	0.594	2.90	0.80	0.70	161.4	-0.66	0.22
Hohlformkörper	1:2	0.475	4.40	2.15	0.09	8.2	0.09	0.01
Hohlformkörper	1:2	0.503	3.80	1.95	0.16	-9.5	0.16	-0.03
Hohlformkörper	1:2	0.544	3.40	1.80	0.18	-21.2	0.17	-0.07
Hohlformkörper	1:2	0.578	3.00	1.65	0.21	-36.0	0.17	-0.12
Hohlformkörper	1:2	0.594	2.90	1.60	0.25	-37.2	0.20	-0.15

Tab. 3: Berechnung der mittleren Phase $\Delta\phi$, des Realteiles $\text{Re}[\Gamma]$ und des Imaginärteiles $\text{Im}[\Gamma]$ der Reflexionskoeffizienten für irreguläre Wellen an den in Spalte 1 angegebenen Deckwerkskonfigurationen der Neigung 1:3 bzw. 1:2, vergl. Abb.13.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Art	Neigung	Frequenz	Wellenlänge	η_{max}	C_r	$\Delta\phi$	$\text{Re}[\Gamma]$	$\text{Im}[\Gamma]$
		[Hz]	[m]	[m]		[°]		
Glattdackwerk	1:3	$0,38 \leq f \leq 0,76$	3.65	0.73	0.33	216.0	-0.27	-0.19
neg. Totalreflexion	1:n				1.00	180.0	-1.00	0.00
Hohldeckwerk	1:3	$0,38 \leq f \leq 0,76$	3.65	1.00	0.20	162.7	-0.19	0.06
Glattdackwerk	1:2	$0,36 \leq f \leq 0,70$	3.50	1.00	0.72	154.3	-0.65	0.31
Hohlformkörper	1:2	$0,36 \leq f \leq 0,70$	3.50	1.85	0.20	-20.6	0.19	-0.07
pos. Totalreflexion	∞				1.00	0.0	1.00	0.00

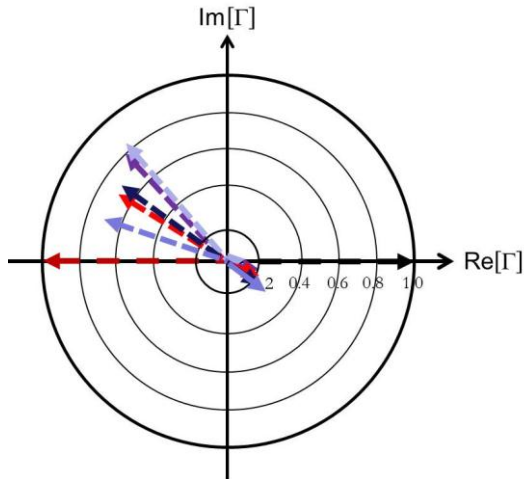


Abb. 12: Zeigerdiagramm für komplexe Reflexionskoeffizienten $\Gamma = C_r e^{i\Delta\varphi}$ gemäß Tabelle 2.

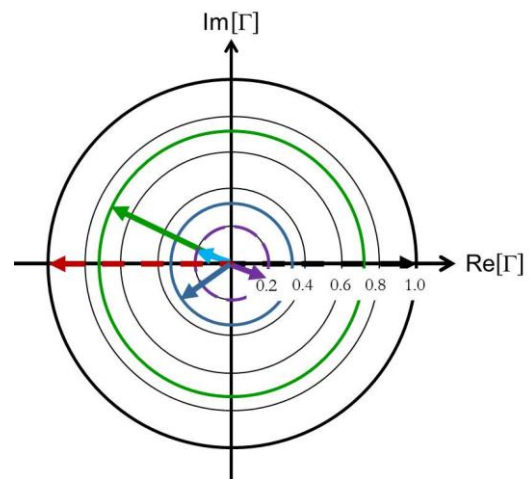


Abb. 13: Zeigerdiagramm für komplexe Reflexionskoeffizienten $\Gamma = C_r e^{i\Delta\varphi}$ gemäß Tabelle 3.

In den früheren Untersuchungen [6] und [9] hatte sich der Verfasser hinsichtlich der bei der Reflexion auftretenden Phasenverschiebung bereits verschiedentlich auf den Abstand η_{min} des bauwerknahesten imperfekten *Schwingungsknotens* partiell stehender Wellen bezogen, diesen jedoch dort mit „a“ bezeichnet. Dazu existieren auf die Wellenlänge L bezogene Abstände a/L einerseits als Funktion der Wellenlänge und andererseits als Funktion der Frequenz und der Böschungsneigung.

Ergänzend zu dem in [3] und [4] eingehend dargestellten Fall des Glattdeckwerkes der Neigung 1:3 enthält Abb.14 nunmehr eine Umrechnung der in der dortigen Abb.16 enthaltenen Werte a/L in $\Delta\varphi$ unter Verwendung der entsprechend angepassten Formel (13b)

$$\Delta\varphi [^\circ] = 180 (1 - 4 a/L) \quad (15)$$

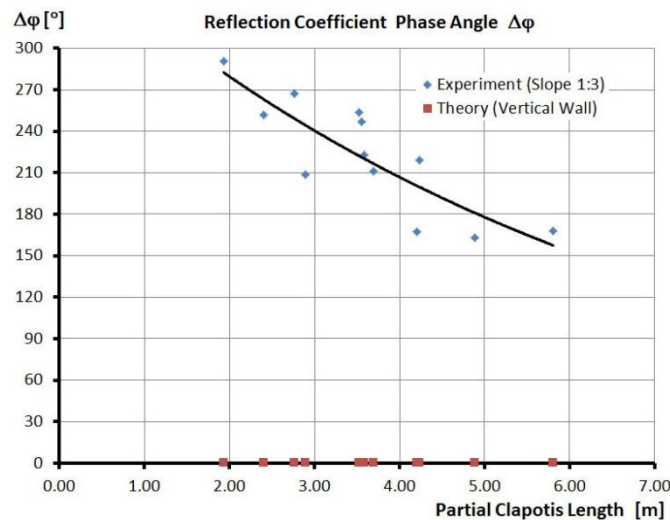


Abb. 14: Phasenwinkel $\Delta\varphi$ der Reflexionskoeffizienten von 12 Partialwellen an einem *Glattdeckwerk* der Neigung 1:3.

Für *monochromatische Wellen* waren darüber hinaus an der FH Bielefeld bereits 1995 Untersuchungen für 6 Frequenzen im Bereich $0,45\text{Hz} \leq f \leq 0,85\text{Hz}$ durchgeführt worden, die sich auf 6 Neigungen im Bereich $1:3 \leq 1:n \leq 1:0$ erstreckten. Die Messungen waren hierzu für *Glattdeckwerke* und *Hohldeckwerke* von Thienelt und Meyer (1995)[10] durchgeführt und vom Autor in [6] bereits im Hinblick auf eine Phasenverschiebung zwischen einfallender und reflektierter Welle analysiert worden. Dabei war im Gegensatz zu der oben angewandten

Messmethode die *konventionelle* Auswertung der *Wasserspiegelauslenkungen* unter Verwendung der Formel von Healy (1953) (Formel 11) für die Beträge des Reflexionskoeffizienten verwendet worden, während als Maß für die veränderliche Phasendifferenz die auf die Wellenlänge L bezogenen (relativen) Knotenabstände a/L der bauwerksnahen Knoten (bezüglich IP) ermittelt worden waren. Letztere erscheinen hier nunmehr ebenfalls unter Verwendung der Formel (15) in die Phase des komplexen Reflexionskoeffizienten umgerechnet in Abb. 15 bzw. Abb. 16.

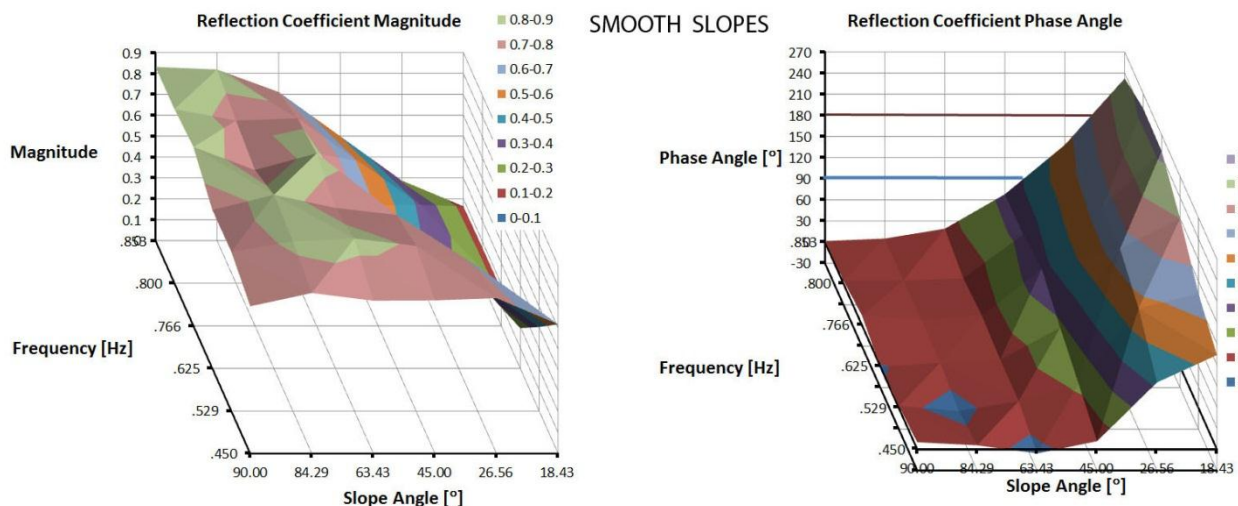


Abb. 15: Betrag (links) und Phase (rechts) komplexer Reflexionskoeffizienten für 6 *Glattdeckwerke* mit Böschungswinkeln von 90°, 84,29°, 63,43°, 45°, 26,56° und 18,3° für monochromatische Wellen des Frequenzbereiches $0,45\text{Hz} \leq f \leq 0,853\text{ Hz}$.

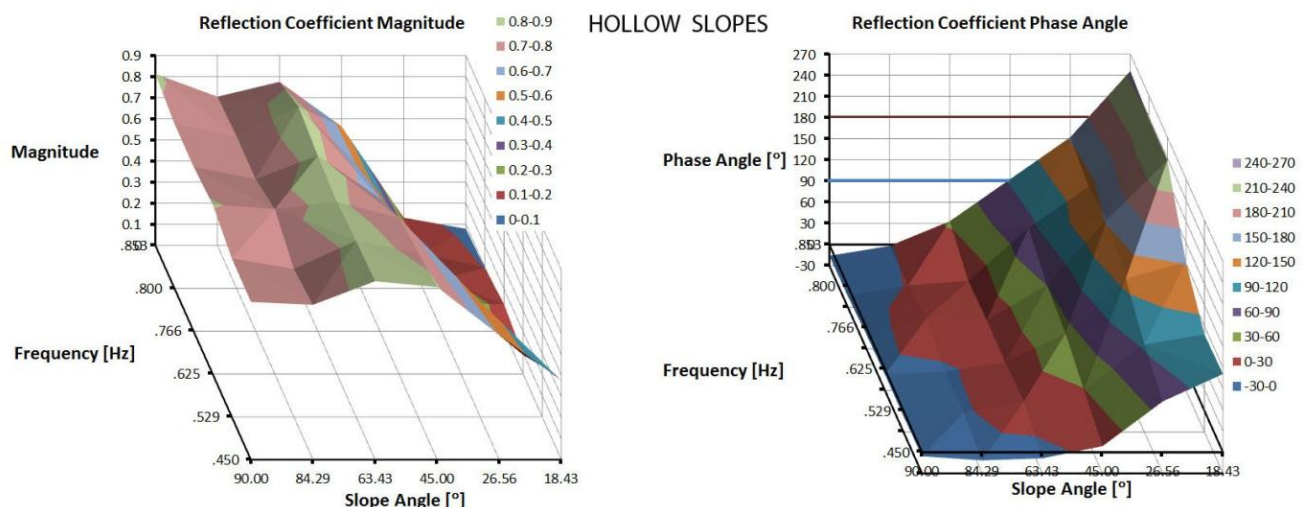


Abb. 16: Betrag (links) und Phase (rechts) komplexer Reflexionskoeffizienten für 6 *Hohldeckwerke* des in Abb.2 gezeigten Typs mit Böschungswinkeln von 90°, 84,29°, 63,43°, 45°, 26,56° und 18,3° für monochromatische Wellen des Frequenzbereiches $0,45\text{Hz} \leq f \leq 0,853\text{ Hz}$.

5. Diskussion und Ausblick

Die markante Konsequenz der Definition eines komplexen Reflexionskoeffizienten Γ besteht darin, grundsätzlich in Fälle *positiver* und *negativer* Reflexion zu unterscheiden. Dabei sind die o.a. theoretischen Grenzfälle unterschiedlicher Totalreflexion *begriffsbestimmend*, zumal sich deren physikalische Bedeutung im Hinblick auf das Wellenbrechen aus der *unterschiedlichen Positionierung* der partiellen Clapotis relativ zum Reflexionsort herleitet. So ist dem Fall der *theoretischen* Retro-Reflexion von der *ideal glatten vertikalen Wand ohne Phasensprung* ein weiterer theoretischer Fall der *Reflexion mit einem Phasensprung von $\Delta\phi = 180^\circ$* an die Seite gestellt, dem wohl am ehesten die

Randbedingung einer *ideal glatten geneigten Wand* zuzuordnen sein dürfte. Bei der *positiven Totalreflexion* an einer vertikalen Wand liegt damit an dieser infolge der verdoppelten Höhe der einfallenden Welle der (kritische) Fall eines Schwingungsbauches vor. Demgegenüber befindet sich – bei ebenfalls fehlender Transmission – im Falle der *negativen Totalreflexion* am Ort der Reflexion gerade ein Wellenknoten.

Im Hinblick auf die in der Realität nur *partiell* mögliche Reflexion ist aber von besonderer Bedeutung, dass Dissipationseffekte und Transmissionseffekte nur schwer voneinander zu trennen sind, sei es bei den verschiedenen Brecherformen an einer Böschung oder bei der aufgerissenen Clapotis an der vertikalen Wand.

Zu Tab. 2 und Abb. 12:

Für die 5 Partialwellen, die etwa den Frequenzbereich $0,46\text{Hz} \leq f \leq 0,6\text{Hz}$ (Kernbereich) des verwendeten Spektrums umfassen, befinden sich die betreffenden Zeiger für das *Glattdeckwerk* mit Beträgen um $C_r = 0,72$ sämtlich im zweiten Quadranten. Hierdurch ist mit $\text{Re}[\Gamma] < 0$ *negative* Reflexion angezeigt. Der Phasensprung ist jedoch im Gegensatz zu dem in [3] eingehend behandelten Fall des Glattdeckwerkes der Neigung 1:3 jeweils deutlich kleiner als 180° , vergl. dazu auch Abb.14.

Dagegen befinden sich die Zeiger für die betreffende *Hohlkörperstruktur* mit Beträgen um $C_r = 0,2$ fast ausschließlich im 4. Quadranten, wodurch eine *positive* Reflexion mit $\text{Re}[\Gamma] > 0$ ausgewiesen ist.

Zu Tab. 3, Abb. 13 und Abb. 14:

Hier sind die Zeiger für die in der Tabelle angegebenen Deckwerkskonfigurationen der Neigung 1:2 und 1:3 einander gegenübergestellt, die einerseits die *Mittelwerte* aus den Daten für Abb. 12 und andererseits für das Glattdeckwerk der Neigung 1:3 der Abb. 14 repräsentieren. Als Mittelwert für den sich aus 12 Partialwellen ergebenden Phasenwinkel wird in Abb. 14 etwa $\Delta\varphi = 216^\circ$ erhalten, also in gleicher Größe wie in Tab. 3 mit Bezug zu Abb.4 errechnet. Damit liegt der Zeiger für dieses Glattdeckwerk (1:3) im *dritten* Quadranten, während sich der Zeiger für das (zugehörige) Hohldeckwerk noch im *zweiten* Quadranten befindet. Als kennzeichnend für die *unterschiedliche* Wirkungsweise des letzteren im Vergleich zu den *Hohlformkörpern* der Neigung 1:2 mag die Tatsache gelten, dass bei gleichem Betrag $C_r = 0,2$ der *Unterschied im Phasenwinkel etwa 180°* beträgt.

Zu Abb. 15 und Abb.16:

Beim globalen Vergleich der Darstellungen für die Beträge C_r und die Phasenwinkel $\Delta\varphi$ des komplexen Reflexionskoeffizienten fallen auf

- der *entgegengesetzte Trend* der Beträge und der Phasenwinkel *bezüglich der Neigungsachse*, wobei die Phasenwinkel mit *fallender* Böschungsneigung *ansteigen* und
- der ebenfalls *entgegengesetzte Trend* der Beträge und der Phasenwinkel *bezüglich der Frequenzachse* zumindest für die Böschungsneigungen $1:3 \leq 1:n \leq 1:1$ ($18,43^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ$), wobei die Phasenwinkel mit *abnehmender* Frequenz f (bzw. ansteigender Wellenlänge L) ebenfalls *abnehmen*.

Die Extrapolation über das untersuchte Frequenzband hinaus und auf flachere Neigungen führt zu nachfolgendem Ergebnis:

Die *partielle Reflexion* zwischen den beiden ausgezeichneten „Polen“ für positive und negative *Totalreflexion* unterliegt einem Trend dergestalt,

- dass je *kürzer* die Wellen sind und je *flacher* die Neigung ist, die Tendenz zu einer *stärkeren* Ausprägung negativer Reflexion und darüber hinaus (mit $\Delta\varphi > 180^\circ$) besteht
- dass je *länger* die Wellen sind und je *steiler* die Neigung ist, desto *stärker* ist die Tendenz zur positiven Totalreflexion und ggf. darüber hinaus mit der Tendenz zur *aufgerissenen Clapotis* und
- dass je *länger* die Wellen sind und je *flacher* die Neigung ist, desto geringer ist die Tendenz zu negativer Reflexion (mit $\Delta\varphi < 180^\circ$).

Die ausgezeichneten Zustände positiver und negativer *theoretischer Totalreflexion* können im Bereich der untersuchten Böschungsneigungen und Frequenzen natürlich auch nicht für die Randbedingung der *glatten* Böschungsneigung erreicht werden (Abb.15). Die Annäherung an das Wertepaar ($C_r = 1$, $\Delta\varphi = 0^\circ$) erscheint jedoch ungleich stärker als diejenige an das Wertepaar ($C_r = 1$, $\Delta\varphi = 180^\circ$).

Versuch einer Zuordnung beobachteter Brecherformen zu Phasenwinkelbereichen:

In [6] war bezüglich der beiden Deckwerksarten auch der Versuch einer Zuordnung *visuell* beobachteter *Brecherformen* zu den bauwerknahesten relativen Knotenabständen a/L partiell stehender Wellen unternommen worden. Da hierzu die Beobachtungen *verschiedener* Personen herangezogen worden waren, mag zwar bezüglich der Verwendung der betreffenden Ergebnisse ein gewisser Vorbehalt angebracht sein. Das unter Verwendung der Gleichung (15) auf die Phase $\Delta\varphi$ des Reflexionskoeffizienten *umgerechnete* Ergebnis sei dennoch hier für den untersuchten Frequenzbereich in Tab.4 mitgeteilt: Demnach drückt sich die Wirkung der Struktur des untersuchten *Hohldeckwerkes* gegenüber dem *Glattdeckwerk* für Neigungen $1:m \leq 1:1 (\leq 45^\circ)$ neben *kleineren Beträgen* des Reflexionskoeffizienten auch durch eine veränderte Zuordnung von Brecherformen und Phasenwinkelbereichen aus. Zur Ausbildung vergleichbarer Brecherformen treten an den Hohldeckwerken durchweg *höhere Phasenwinkel* als an den Glattdeckwerken auf. Von besonderer Bedeutung für die vorteilhafte Verwendung des betreffenden Hohldeckwerkes ist jedoch die Tatsache, dass der (energiereiche) Sturzbrecher an den untersuchten Hohldeckwerken zu keiner Zeit beobachtet worden ist.

Tab. 4: Zuordnung *beobachteter Brecherformen* zu Phasenwinkelbereichen komplexer Reflexionskoeffizienten an Glattdeckwerken und Hohldeckwerken. [6]

Glattdeckwerk	Phasenwinkel		Hohldeckwerk	Phasenwinkel	
Brecherform	min $\Delta\varphi$	max $\Delta\varphi$	Brecherform	min $\Delta\varphi$	max $\Delta\varphi$
fast perfekte Clapotis	0	36	fast perfekte Clapotis	-14	72
Übergangsformen	36	72	Übergangsformen	72	108
Reflexionsbrecher	72	108	Reflexionsbrecher	108	144
Partieller Sturzbrecher	108	162	Partieller Sturzbrecher	144	252
Sturzbrecher	162	252			

Abweichend von Tab. 4 kann dagegen eine, wenn auch nur *grobe*, von der Deckwerksart unabhängige und wiederum auf den untersuchten Frequenzbereich beschränkte Abhängigkeit bestimmter *Brecherformen* von der *Art der Reflexion* auf der Grundlage der Zeiger in Abb. 13 in Tab. 5 gegeben werden.

Tab. 5: Zuordnung *beobachteter Brecherformen* zu Phasenwinkelbereichen, abgeleitet aus dem Zeigerdiagramm der Abb. 13.

Phasenwinkel $\Delta\varphi$	Brecherform	Zusätzliches Phänomen
$\approx 0^\circ$	aufgerissene Clapotis	Überkritische Steilheit
1. oder 4. Quadrant	keine definierbare Brecherform	Dissipation > Transmission
$\approx 180^\circ$	Reflexionsbrecher (surging)	Geringe Dissipation
2. oder 3. Quadrant	(partieller) Sturzbrecher	Dissipation und Transmission

Demnach könnte *ausgeprägt positiver Reflexion* mit einer Phasenverschiebung von $\Delta\varphi \approx 0^\circ$ und überkritischer Wellensteilheit eine *aufgerissenen Clapotis* zugeordnet sein, während *ausgeprägt negative Reflexion* mit $\Delta\varphi \approx 180^\circ$ am ehesten einem *Reflexionsbrecher* (surging wave) entspräche.

Je mehr sich aber $\Delta\varphi$ von 180° entfernt, kommt es zu partiell stehenden Wellen mit *partiellen Sturzbrechern* (collapsing breakers) bzw. *Sturzbrechern* (plunging breakers), bei denen neben *negativer Reflexion* und *Dissipation* auch *Transmission* in der Form eines Auflaufimpulses (des Auflaufschwalles) stattfindet.

Dagegen dürfte die Dissipation bei *schwacher positiver Reflexion* mit $\Delta\varphi$ im ersten oder vierten Quadranten auch gegenüber der Transmission dominieren.

Abschließend sei jedoch an dieser Stelle hervorgehoben, dass – wegen der zu geringen Stichprobe von Wertepaaren für Betrag und Phase vorliegender komplexer Reflexionskoeffizienten – zurzeit *keine allgemeingültigen Schlussfolgerungen* zur Abhängigkeit der Brecherform von der Art der Reflexion gezogen werden können.

Andererseits kann aber erwartet werden, dass solche Schlussfolgerungen künftig aus *zielgerichteten systematischen Untersuchungen* mit einer korrespondierenden Betrachtung von Betrag und Phase bzw. Realteil $\text{Re}[\Gamma]$ und Imaginärteil $\text{Im}[\Gamma]$ dezidiert hervorgehen werden, als dies bisher nur unter der alleinigen Verwendung des

Betrages des Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Irribarrenzahl geschieht. Insbesondere sollte sich die Natur der *hohen Streuung* in den beispielsweise von Van der Meer (1988)[11] ermittelten Beträgen C_r des Reflexionskoeffizienten für Irribarrenzahlen $0,3 \leq \xi \leq 9$ unter *Einbeziehung der korrespondierenden Phasenwerte* weiter aufklären lassen.

Die Verwendbarkeit komplexer Reflexionskoeffizienten stellt ein weiteres Beispiel dafür dar, dass von elektromagnetischen (und anderen) Wellen bekannte Phänomene auch für Wasserwellen Bedeutung haben können.

Auch bei der Behandlung der Grenzflächenphänomene wellenbelasteter Bauwerke könnte deshalb eine ganzheitliche Betrachtung von Nutzen sein, die die *korrespondierende* Formulierung *komplexer* Koeffizienten für Reflexion, Transmission und Absorption in Betracht zieht.

6. S c h r i f t e n v e r z e i c h n i s

- [1] SCHOEMAKER, H.J. AND J.TH. THIJSSSE: Investigation of the reflection of waves, Third Meeting, Intern. Assoc. Hyd. Structures Res., 1-2 September, 1949
- [2] SUTHERLAND, J. AND O'DONOGHUE, T.: Wave Phase Shift at Coastal Structures, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 124, No. 2, March/April 1998, pp. 90-98.
- [3] BÜSCHING, F.: Phasensprung bei der partiellen Reflexion irregulärer Wasserwellen an steilen Uferböschungen, 1. HANSA - International Maritime Journal - C 3503 E, 147, H.5 p.87-98, 2010 (fehlerhafter Druck). 2. BINNENSCHIFFFAHRT - C 4397 D, 65, H.9 p.73-77 & H.10 p.64-69, 2010. 3. Netzpublikation DNB, 2010, <http://d-nb.info/1003141404/>
- [4] BÜSCHING, F.: Phase Jump due to Partial Reflection of Irregular Water Waves at Steep Slopes, 1. Coastlab 10, Barcelona, Spain, 28th-30th September, 1st October 2010, Paper No. 67, p.1-9. 2. PowerPoint Presentation, urn:nbn:de:0066-201011165 http://hydromech.de/Veroeff/phase_jump_20101116.pdf, 25 slides
- [5] BÜSCHING, F.: Wave and Downrush Interaction on Sloping Structures, Proc. 10th International Harbour Congress, Antwerpen, S. 5.17-5.25, 1992
- [6] BÜSCHING, F.: Hollow Revetment Elements, 1. Proc. Fourth International Conference on Coastal and Port Engineering in Developing Countries COPEDEC IV, Rio de Janeiro, S. 961-976, 1995 2. Beiträge aus dem Küsteningenieurwesen (Papers on Coastal Engineering), FH Bielefeld, Abt. Minden, Nr. 4, 1996
- [7] LEMKE, S. UND NICOLAI, A.: Reflexion an einer aus Beton-Hohlformkörpern (Hollow Cubes) bestehenden Böschung mit der Neigung 1:2, Diplomarbeit, FH Bielefeld University of Applied Sciences, 1998, unveröffentlicht.
- [8] BÜSCHING, F.: Reflection from Hollow Armour Units, Proc. COPEDEC V, p.1362 - 1370, Cape Town, South Africa 1999.
- [9] BÜSCHING, F.: Combined Dispersion and Reflection Effects of Sloping Structures, 1. 4th International. Conference on Coasts, Ports and Marine Structures, ICOPMAS 2000, Proceedings (Abstract and CD), Bandar Abbas, Iran 21.-24. Nov. 2000. 2. International Conference on Port and Maritime R&D and Technology ICPMRDT, p.411-418, Singapore, 29.-31.10.2001, Proc./CD.
- [10] MEYER, O. UND THIENELT, W.: Partiiell stehende Wellen an unterschiedlich geneigten Böschungsbauwerken, Diplomarbeiten FH Bielefeld University of Applied Sciences, 1995, unveröffentlicht.
- [11] VAN DER MEER, J.W.: Rock slopes and gravel beaches under wave attack,. Doctoral thesis. Delft University of Technology, 1988. Also Delft Hydraulics Communication No. 396.
- [12] BÜSCHING, F.: Zur Phaseninformation des komplexen Reflexionskoeffizienten bei wellenbelasteten Uferböschungen, Digitale Bibliothek Braunschweig, 2012, <http://www.digibib.tu-bs.de/?docid=00043410/>, 7 Seiten.
- [13] MANSARD, E.P.D. AND E.R. FUNKE: The Measurement of Incident and Reflected Spectra Using a Least Squares Method. 17th International Conference on Coastal Engineering, Sydney, 23-28 March, 1980.
- [14] BÜSCHING, F.: Über Orbitalgeschwindigkeiten irregulärer Brandungswellen, Mitteilungen des Leichtweiß-Instituts für Wasserbau der TU Braunschweig, H.42, p. 0 - 256, 1974.
- [15] BÜSCHING, F.: Complex Reflection Coefficients Applied to Steep Sloping Structures, 1. Coastlab 12, Ghent, Belgium, 17-20 September, 2012. 2. PowerPoint Presentation, <http://www.digibib.tu-bs.de>, im Druck.